

М. В. Седов¹, К. Ю. Платонов², А. А. Андреев¹

ata, citation and similar papers at core.ac.uk

brought to you

provided by Saint Petersburg

ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТВЁРДОЙ МИШЕНЬЮ

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,

Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Российская Федерация, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Показано применение автоматизации алгоритма трёхэтапного моделирования взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Ионизация и расчёт гидродинамических параметров мишени при поглощении части лазерного излучения выполнены в программе MEDUSA. Взаимодействие образовавшейся предплазмы с основной частью лазерного излучения проводится с помощью модифицированного кода LPIC++. Транспорт горячих электронов в плазме и холодной части мишени, а также генерация $K\alpha$ -излучения рассчитаны методом Монте-Карло. Алгоритм Монте-Карло позволяет строить временной профиль $K\alpha$ -излучения. Перенос данных из одной моделирующей программы в другую осуществляется с помощью отдельно написанного скрипта в системе MATLAB. Результаты моделирования показали хорошее совпадение с экспериментальными данными. Библиогр. 28 назв. Ил. 4.

Ключевые слова: численное моделирование, сверхкороткие лазерные импульсы, генерация $K\alpha$ -излучения.

Для цитирования: Седов М. В., Платонов К. Ю., Андреев А. А. Моделирование генерации $K\alpha$ -излучения при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с твёрдой мишенью // Вестник СПбГУ. Физика и химия. 2017. Т. 4 (62). Вып. 1. С. 23–33.

M. V. Sedov¹, K. Yu. Platonov², A. A. Andreev¹

MODELING THE $K\alpha$ RADIATION IN THE INTERACTION BETWEEN INTENSE LASER PULSE AND A SOLID TARGETS

¹ St. Petersburg State University,

7–9, Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russian Federation

² Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, 29, Polytechnicheskaya ul., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

The article shows the automation of 3-step laser-plasma simulation algorithm. Ionization and calculation of hydrodynamic target parameters during the absorption the first part of laser pulse is carried out in MEDUSA program. The interaction of the main laser pulse with preplasma formed on the target surface is carried out using a modified LPIC++ code. Transport of hot electrons in the plasma and through the cold part of the target, as well as generation of $K\alpha$ radiation is modeled by the Monte Carlo method. Monte Carlo code allows to build a temporal $K\alpha$ radiation profile. Data transferring between simulation programs was carried out by using a separate written MATLAB script. The simulation results are in good agreement with the experimental data. Refs 28. Figs 4.

Keywords: numerical simulation, ultrashort laser pulses, $K\alpha$ radiation.

For citation: Sedov M. V., Platonov K. Yu., Andreev A. A. Modeling the $K\alpha$ radiation in the interaction between intense laser pulse and a solid targets. *Vestnik SPbSU. Physics and Chemistry*. 2017, vol. 4 (62), issue 1, pp. 23–33.

Введение. Отличительной чертой источников рентгеновского излучения, базирующихся на взаимодействии лазерного излучения высокой интенсивности с мишенью различной формы и состава является высокая контрастность, короткая длительность импульса и достаточная компактность [1, 2]. Яркость рентгеновского импульса таких источников (определяемая как число фотонов с единицы площади излучения в единичный телесный угол в единицу времени) на порядки превосходит яркость рентгеновских трубок, что делает перспективным их использование в кристаллографии и материаловедении. Важной особенностью подобного источника также является очень короткое время рентгеновского импульса (порядка нескольких пикосекунд), что позволяет использовать его для разрешения сверхбыстрых процессов в биологии или физике твёрдого тела. Главной проблемой подобных источников является невысокий коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновских квантов. В настоящее время в этой области ведутся активные экспериментальные и теоретические исследования.

Аналитическое описание взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с плотной, в том числе пространственно неоднородной плазмой, чрезвычайно сложно и до сих пор не проводилось. Эффективными в данном контексте являются методы численного моделирования. Наиболее полным методом описания системы падающее мощное лазерное излучение — плазма является прямое численное решение уравнений Максвелла—Власова, определённых в шестимерном фазовом пространстве $(p_x, p_y, p_z, V_x, V_y, V_z)$, однако это требует огромных вычислительных ресурсов. Можно выделить несколько наиболее распространённых методов упрощения задачи: гидродинамический метод [3], кинетический метод, метод моделирования с помощью молекулярной динамики [3, 4], а также различные гибридные методы [5]. Излучение плазмы (в частности, в $K\alpha$ -линию) может быть интегрировано в моделирующий код [6], а может считаться отдельной постобработкой, например, из функции распределения электронов по энергии или из населённости энергетических уровней плазмы [7].

В представленной работе применяется метод поэтапного моделирования [8]. Стоит отметить, что на практике сверхкороткому лазерному импульсу всегда предшествует предимпульс с контрастом 10^{-5} – 10^{-7} и длительностью порядка 5–10 пс (если не применяются особые технологии для улучшения контраста). Для лазерных импульсов с интенсивностью $> 10^{16}$ Вт/см² предимпульс испаряет приповерхностный слой мишени и образует предплазму, поэтому его необходимо учитывать при моделировании. Это делается с помощью гидродинамического кода MEDUSA [9]. Затем моделируется взаимодействие основного лазерного импульса с образовавшейся предплазмой при помощи одномерного по координате и трёхмерного по скоростям кинетического кода LPIC++ [10], начальные параметры плазмы: масштаб неоднородности, степень ионизации, температура электронов и ионов берутся из расчётов в MEDUSA. Транспорт горячих электронов сквозь мишень и генерация $K\alpha$ -излучения моделируется методом Монте-Карло на основе функции распределения электронов по энергии, полученной из LPIC++.

Целью исследования является создание программы, которая бы рассчитывала $K\alpha$ -излучение, возникающее при взаимодействии интенсивного лазерного импульса (10^{15} – 10^{20} Вт/см²) с широким классом мишеней, причём с возможностью автоматической работы — исследователь задаёт параметры лазерного излучения и форму мишени, а дальше управляющий скрипт формирует на основе указанных параметров входные файлы для моделирующих программ, запускает их в нужной последовательности и выдает конечный результат.

Идея для работы была взята из [11] и существенно доработана — начальные параметры *ris*-кода не подбираются вручную, а автоматически вставляются из гидродинамического моделирования. Также была написана своя постобработка для расчёта $K\alpha$ -излучения, позволяющая рассчитывать транспорт электронов сквозь мишень любой формы, которую можно задать аналитической функцией (шарообразная мишень, тонкая фольга и пр.), в отличие от [11], где рассчитывалась только полубесконечная мишень.

Описание алгоритма моделирования. Моделирование проводилось в 3 этапа (рис. 1).

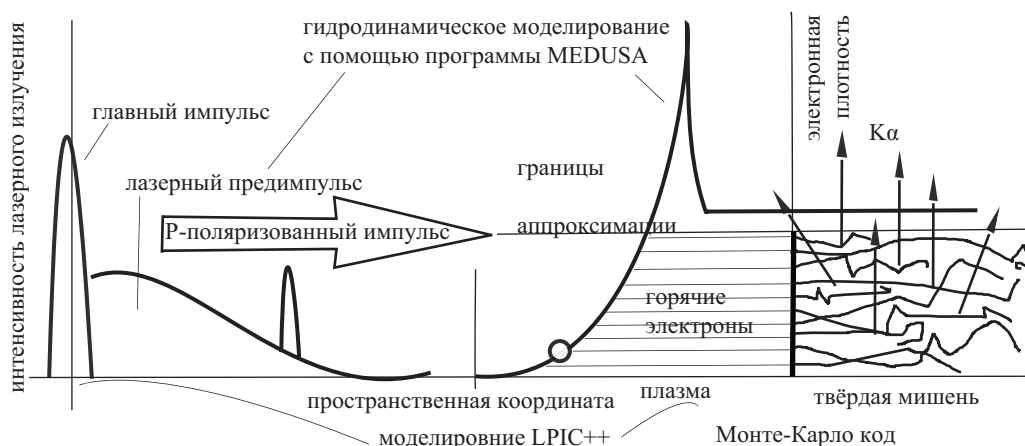


Рис. 1. Схема моделирования

Гидродинамический код MEDUSA. Взаимодействие лазерного предимпульса с холодной мишенью, её ионизация и разлёт образовавшейся плазмы моделируются в гидродинамической программе MEDUSA. Программа используется следующим образом: специально написанный внешний управляющий скрипт формирует входной файл на основе данных о лазере и мишени. Можно задать до трёх дополнительных предимпульсов перед главным импульсом. В текущей конфигурации мишень однослойная, разбивается на 240 ячеек. Размер ячеек плавно уменьшается от 1-й к 240-й и подобран таким образом, чтобы 240-я ячейка была в 50 раз меньше первой. Это сделано для того, чтобы точнее моделировать нагрев приповерхностного слоя мишени. После окончания работы программы (обычно 2–3 мин) управляющий скрипт обрабатывает выходные данные (см. рис. 2, а) и формирует входной файл для LPIC++, включая туда среднюю температуру и степень ионизации в окрестности точки с критической плотностью. Формируется также входной файл ионной плотности: из выходного файла MEDUSA ионная плотность обрезается в соответствии с заданными параметрами (минимальная и максимальная ионные плотности), затем зависимость плотности от координаты переводится в ячейки для LPIC++, в соответствии с заданным числом ячеек на длину волны лазера. Если ячеек получилось больше заданного во входном файле числа ячеек с плазмой, то отрезаются ячейки, начиная с максимальной плотности, если меньше, то справа добавляются ячейки с максимальной заданной плотностью.

РIS-код LPIC++. Основной лазерный импульс обычно взаимодействует не с твёрдой мишенью, а с образовавшейся из-за предимпульса плотной предплазмой. Этот процесс моделируется с помощью кода LPIC++ [10] с модификациями [11]. Данный код выбран из-за простоты интерфейса, стабильности работы, а также из-за доступных

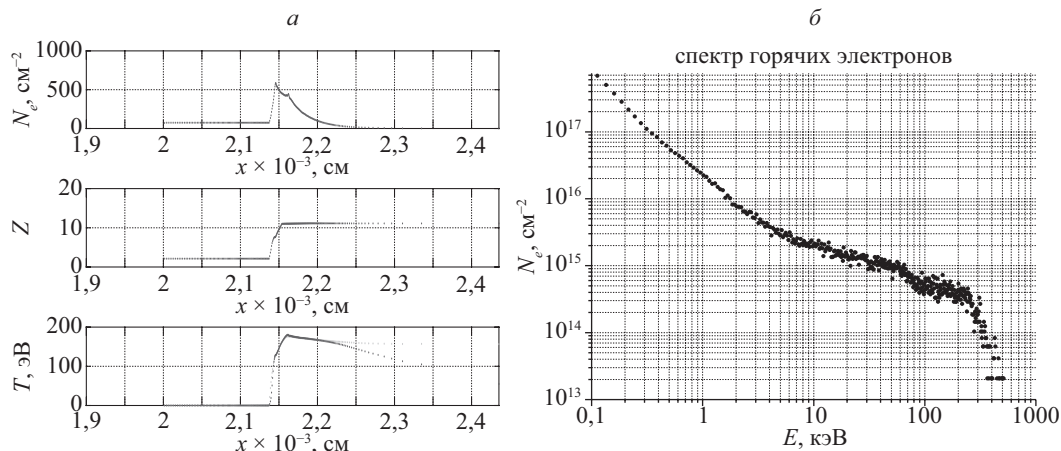


Рис. 2. Результат расчёта в программе MEDUSA для алюминиевой фольги толщиной 2 мкм и интенсивности основного импульса 10^{16} Вт/см^2 (а); результат расчёта в программе LPIC++ (б)

исходных файлов и возможности их модифицирования. Изначально в программе мог задаваться только трапециевидный профиль ионной плотности: область с постоянной плотностью (cells_plasma) и область с линейно спадающим до 0 градиентом плотности (cells_ramp), а функция распределения макрочастиц по скоростям выдавалась только для всего моделируемого объёма.

В работе [11] авторы модифицировали существующий код, добавив возможность выбрать экспоненциальный профиль плотности вместо линейного, а также получать функцию распределения в любой части моделируемого объёма. В нашей работе код был дополнительно модифицирован — добавлена возможность задавать произвольный профиль ионной плотности (для каждой ячейки в текстовом файле задаётся значение ионной плотности). Перенос быстрых электронов из LPIC++ в Монте-Карло код осуществляется следующим образом: в LPIC++ плазма моделируется на дополнительное расстояние в несколько микрон с максимальной ионной плотностью, чтобы исключить эффект рециркуляции электронов. На расстоянии в 3 скин-слоя от точки с критической плотностью в плазме проведена виртуальная граница, на которой производится подсчёт электронов. Если макроэлектрон имеет энергию выше энергии ионизации К-оболочки атома мишени и в процессе моделирования пересёк данную границу, то он будет учтён в моделировании методом Монте-Карло. Расположение границы для подсчёта горячих электронов выбрано из следующих соображений: она должна быть достаточно глубоко в плотной плазме, чтобы лазерное излучение и наведённые им электрические поля туда не проникали. Так как LPIC++ — бесстолкновительный код, то чем плотнее плазма, тем большее влияние на поведение плазмы оказывают столкновения частиц, поэтому граница не должна находиться слишком глубоко в плазме. Расстояние в 3–5 скин-слоёв в данном случае представляется оптимальным. Пример функции распределения горячих электронов приведён на рис. 2, б.

Монте-Карло код. В моделировании транспорта электронов сквозь мишень можно выделить 2 стандартных подхода: разработка аналитической модели [8, 12–14], или численное моделирование методом Монте-Карло [15–17]. Метод Монте-Карло — общее название группы численных методов, основанных на получении большого числа реализаций случайного процесса, который формируется таким образом, чтобы его

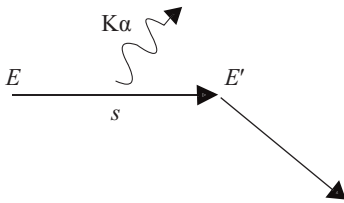
вероятностные характеристики совпадали с аналогичными величинами решаемой задачи. В данном случае это расстояние s , которое электрон пролетает в твёрдом теле, не испытывая рассеяния на атомах вещества, и угол θ , на который он отклоняется после рассеяния.

На последнем этапе используется метод Монте-Карло, так как аналитические модели разработаны только для относительно простых поверхностей (нерелятивистская интенсивность лазерного излучения и фольга без рециркуляции электронов [8], или тонкая плёнка [18], или сферические кластеры на подложке [12]). Для поверхностей сложной геометрической и атомной структуры создать правильную аналитическую модель очень сложно, а бывает и невозможно. В этом случае моделирование методом Монте-Карло может быть единственным жизнеспособным подходом. Кроме того, предварительные расчёты данным методом могут облегчить построение соответствующей аналитической модели и помочь в её калибровке.

На данный момент существует ряд программ, моделирующих прохождение электронного пучка в твёрдом теле — Win X-Ray [15], Penelope [16] и некоторые другие [19], однако все они ориентированы в первую очередь на электронную микроскопию — рассчитывают исключительно моноэнергетичный пучок электронов, и область их применения в целом ограничена диапазоном от ~ 100 эВ до ~ 100 кэВ. Однако задачей данной работы является моделирование генерации $K\alpha$ -излучения в результате транспорта электронов, образованных в горячей лазерной плазме сквозь мишень. В этом случае функция распределения электронов по энергии имеет непрерывный спектр и плохо описывается одним-двумя значениями энергии, к тому же существенный вклад вносят электроны с энергиями выше 100 кэВ. Также ни одна из рассматриваемых выше программ не имеет возможности моделирования временного выхода характеристического излучения.

Поэтому была написана своя моделирующая программа в системе MATLAB. В качестве входных данных используется текстовый файл с параметрами мишени (материал, толщина) и дополнительный текстовый файл для электронов, в котором указаны их энергия, начальные углы для вброса и время вброса в мишень (создается отдельным скриптом на основе выходных файлов LPIC++).

За основу алгоритма работы кода была взята модель из [20]. При расчёте можно учитывать, как упругое, так и неупругое сечение рассеяния. Однако, если при упругом столкновении с атомами мишени электрон может отклониться на угол от 0 до 90° (среднее отклонение 10°), то при неупругом рассеянии угол отклонения $\approx \Delta E/E$ и обычно не превышает 2° , так как вероятность большой потери энергии при единичном неупругом соударении (например, на ионизацию внутренней оболочки атома) пренебрежимо мала [21]. Поэтому в данном моделировании для вычисления s и θ используется только сечение упругого рассеяния, а сечение неупругого рассеяния используется для вычисления потери энергии электрона при прохождении его сквозь мишень (принцип непрерывного замедления (CSDA)). Для каждого электрона моделируется траектория его прохождения через вещество. Электрон с энергией E_i движется по прямой на расстояние s_i , теряя вследствие неупругих столкновений энергию $dE_i ds$ и вызывая n_i случаев ионизации К-оболочек атомов, пока не испытает упругое столкновение с атомом образца, после чего он отклоняется на углы θ_i и φ_i — угол отклонения и азимутальный угол соответственно. Далее электрон снова движется по прямой на расстояние s_{i+1} (рис. 3). Расчёт траектории и потери энергии электроном производятся до тех пор, пока энергия электрона не станет меньше энергии ионизации К-оболочки атомов мишени (например, 8,1 кэВ для меди) или пока электрон не вылетит за границы мишени.



В качестве сечения упругого рассеяния σ используется экранированное сечение Резерфорда с релятивистской поправкой [22]:

$$\sigma = 5,21 \cdot 10^{-21} \left(\frac{Z}{E_i} \right)^2 \frac{4\pi}{\delta(1+\delta)} \left(\frac{E_i + m_0c^2}{E_i + 2m_0c^2} \right) [\text{см}^2], \quad (1)$$

Рис. 3. Схема моделирования методом Монте-Карло

где m_0c^2 — энергия покоя электрона (511 кэВ); E_i — энергия падающего электрона, кэВ; Z — атомный номер элемента; $\delta = 3,4 \cdot 10^{-3} Z^{2/3} / E_i$ — параметр экранирования, с помощью которого учитывается экранирование атомного ядра электронной оболочкой.

Угол отклонения θ_i рассчитывается на основе уравнения

$$\cos \theta_i = 1 - \frac{2\delta \text{RND}}{1 + \delta - \text{RND}}. \quad (2)$$

Азимутальный угол φ_i равномерно распределён между 0 и 2π , если энергия падающего электрона больше 100 эВ, когда можно пренебречь спиновыми поляризационными эффектами. Поскольку моделирование в этой работе выполняется для энергий электронов, значительно превышающих 100 эВ, азимутальный угол вычисляется с помощью уравнения

$$\varphi_i = 2\pi \text{RND}. \quad (3)$$

Таким образом, если в начальный момент координаты электрона — x_0, y_0, z_0 , то новые координаты электрона вычисляются по формуле:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + s \cos \alpha, \\ y_1 &= y_0 + s \cos \beta, \\ z_1 &= z_0 + s \cos \gamma, \end{aligned} \quad (4)$$

где $(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ — направляющие косинусы. Их связь с θ_i и φ_i описана в [21].

На основе принципа непрерывного замедления, потеря электроном энергии на расстоянии s вычисляется в виде $dE = (dE_{\text{иониз.}} + dE_{\text{рад.}})ds$, где $dE_{\text{иониз.}}$ — потери на ионизацию, вычисляемые по формуле Бете [23]:

$$dE_{\text{иониз.}} = -\frac{2\pi r_0^2 m_e c^2}{\beta^2} \frac{N_a \rho Z}{M} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(J/m_e c^2)^2} + F(\tau) \right], \quad (5)$$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - \ln 2(2\tau + 1)}{(\tau + 1)^2},$$

где $m_e c^2$ — масса покоя электрона (511 кэВ); τ — кинетическая энергия электрона, отнесённая к $m_e c^2$; β — скорость электрона в единицах скорости света; $r_0^2 = (e^2/(m_e c^2))^2 = 7,94 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$; J — средний потенциал ионизации $J = 11,5Z$, эВ для $Z < 13$ и $J = 9,76 + 58,5Z^{-0,19}$ для $Z \geq 13$; $dE_{\text{рад.}}$ — радиационные потери:

$$\begin{aligned} dE_{\text{рад.}} &= -\frac{16}{3} \frac{N_a \rho Z}{M} \frac{E_i r_0^2}{137}, \quad E_i < 511 \text{ кэВ}; \\ dE_{\text{рад.}} &= 4 \frac{N_a \rho Z}{M} \frac{E_i r_0^2}{137} \left[\ln(2\tau) - \frac{1}{3} \right], \quad E_i > 511 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (6)$$

Пролетев расстояние s , электрон вызывает n_i ионизаций К-оболочек атомов мишени, которые, в свою очередь, приводят к генерации N К α -фотонов:

$$N_{K\alpha} = \frac{N_a \rho}{M} \sigma_k \omega f, \quad (7)$$

где ω — коэффициент флуоресцентного выхода [24]; f — относительная сила линии [25].

Сечение ионизации σ_k [26]:

$$\sigma_k = \frac{m_k r_b^2 C R^2 \psi \varphi \ln U}{E_K U}, \quad (8)$$

где $m_k = 2$ — число электронов К-оболочки; r_b — радиус Бора (52,9 пм); R — постоянная Ридберга (13,6 эВ); $U = E_i/E_K$; E_K — энергия ионизации К-оболочки атома; C — релятивистская поправка [27]

$$C = \frac{2+j}{2+\tau} \left[\frac{1+p}{1+j} \right]^2 \left[\frac{(j+p)(2+p)(1+j)^2}{\tau(2+p)(1+j)^2 + j(2+j)} \right]^{\frac{3}{2}},$$

где $j = E_K/(m_e c^2)$; $p = E_i/(m_e c^2)$; $\varphi = 10,57 \exp(-1,763/U + 0,317/U^2)$; $\psi = (E_K/R)^d$, $d = -0,0318 + 0,316/U - 0,1135/U^2$.

Данный код способен вычислять эмиссию К α квантов с любой стороны мишени: передней, на которую падает электронный пучок, задней и боковой. Расчёт для разных сторон отличается только учётом поглощения в мишени. В модели используются разные формулы расстояния пробега кванта в мишени для каждой из сторон. Конкретный вид этих формул зависит от геометрии мишени.

Код вычисляет также временную зависимость выхода К α -квантов из мишени. На каждом шаге вычисляется время t_i , за которое электрон пролетает расстояние s_i : $t_i = s_i/V_i$, где V_i — скорость электрона на i -м шаге вычислений. Она связана с его энергией следующим образом:

$$V_i = \sqrt{1 - \left(\frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E_i} \right)^2} \cdot c, \quad (9)$$

где $c = 0,3$ мкм/фс — скорость света.

Таким образом время, которое электрон пролетает между двумя событиями рассеяния можно записать:

$$t_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E_i} \right)^2}} \cdot 0,3 \text{ [фс]}. \quad (10)$$

Если электрон вылетел из мишени, то к времени t_i будет добавлена задержка dt_r , пока он не будет притянут обратно кулоновским притяжением ионного остова:

$$dt_r = \frac{4r_D}{V_i}, \quad (11)$$

где r_D — дебаевский радиус [28].

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными результатами. Для оценки корректности работы программы были проведены сравнения с экспериментальными результатами из [8] и [1]. В работе [8] алюминиевая фольга толщиной

3 мкм облучается лазерным излучением с интенсивностью $0,5\text{--}2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и длительностью 100 фс под углом 30°, диаметр лазерного пятна ≈ 700 мкм². В [1], в частности, медная и никелевая фольга облучаются падающим перпендикулярно к ним лазерным импульсом с интенсивностью $4\text{--}1,5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и длительностью 45 фс. В [8] авторы не указали никаких параметров предимпульса, поэтому нами были использованы параметры из [1]: внутренний предимпульс имеет контраст 10^{-5} и отстоит на 6 пс от основного импульса. Перед главным импульсом также имеется пьедестал шириной 5 пс и также с контрастом 10^{-5} . Для ускорения расчётов в LPIС++ максимальная ионная плотность принималась $12n_{cr}$. Степень ионизации менялась в зависимости от интенсивности лазерного импульса от 7 до 11 для алюминия, и в пределах 14–20 для меди. Итоговые результаты моделирования приведены на рис. 4. Как можно убедиться, в целом результаты моделирования неплохо совпадают с экспериментальными результатами.

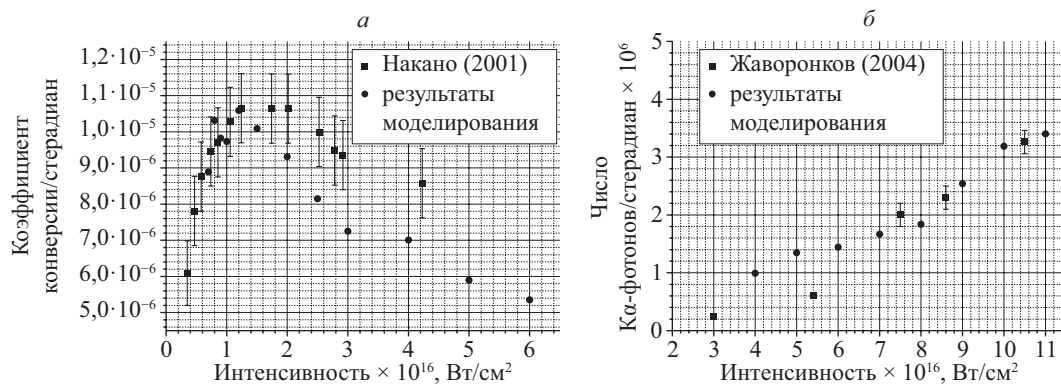


Рис. 4. Результаты моделирования (кружки) и экспериментальные данные из [8] (а) и [1] (б) (квадраты)

Различия на рис. 4, а, в области высоких энергий могут быть объяснены не совсем верным выбором параметров предимпульса, ибо он во многом влияет на масштаб неоднородности плазмы, а от него, в свою очередь, зависит коэффициент поглощения лазерного излучения плазмой и, следовательно, количество быстрых электронов, генерирующих К α -излучение.

Закключение. Представлена реализация алгоритма трёхэтапного моделирования К α характеристического излучения, возникающего при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с твёрдой мишенью в вакууме. Показано, что данный алгоритм является достаточно эффективным — результаты моделирования хорошо совпадают с экспериментальными результатами. Это позволяет использовать его, например, для расчёта параметров рентгеновского излучения при планировании экспериментов или оценить эффективность работающей экспериментальной установки.

С помощью этого алгоритма можно решать обратную задачу — по интенсивности К α -излучения определять температуру плазмы. Текущая версия Монте-Карло кода способна обрабатывать в качестве мишени однослойную фольгу толщиной d , или шарообразную мишень радиуса R , но код может быть легко изменён для расчёта любой поверхности, задаваемой аналитическими формулами.

Возможно добавить расчёт не только К α -линии, но и остальных характеристических линий, для сечения ионизации которых существуют качественные аппроксимационные формулы и расчёт спектра тормозного излучения, по аналогии с [15].

Литература

1. Zhavoronkov N., Gritsai Y., Bargheer M., Woerner M., Elsaesser T. Generation of ultrashort K α radiation from quasipoint interaction area of femtosecond pulses with thin foils // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86. 244107.
2. Hou B., Nees J. A., Theobald W., Mourou G., Chen L. M., Kieffer J.-C., Krol A., Chamberlain C. C. Dependence of hard x-ray yield on laser pulse parameters in the wavelength-cubed regime // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 84. P. 2259.
3. Allen M. P., Tildesley D. J. Computer simulation of liquids. Oxford: Clarendon Press, 1987. 385 p.
4. Frenkel D., Smit B. Understanding molecular simulation: From algorithms to application: 2nd ed. San Diego: Acad. Press, 2001. 638 p.
5. Sawada H. et. al. Investigation of fast-electron-induced K α X-rays in laser-produced blow-off plasma // *Phys. Rev. (E)*. 2014. Vol. 89. 033105.
6. MacFarlane J. J., Golovkin I. E., Woodruff P. R. HELIOS-CR — A 1-D radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2006. Vol. 99, iss. 1–3. P. 381–397.
7. Chung H.-K., Chen M., Morgan W. L., Ralchenko Y., Lee R. W. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements // *High Energy Density Physics*. 2005. Vol. 1, iss. 1. P. 3–12.
8. Nakano H., Andreev A. A., Limpouch J. Femtosecond X-ray line emission from multilayer targets irradiated by short laser pulses // *Appl. Phys. (B)*. 2004. Vol. 79. P. 469–476.
9. Christiansen J. P., Ashby D. E. T. F., Roberts K. V. MEDUSA — a one-dimensional laser fusion code // *Computer Phys. Commun.* 1974. Vol. 7, N 5. P. 271–287.
10. Lichters R., Pfund R. E. W., Meyer-ter-Vehn J. LPIC11: A parallel one-dimensional relativistic electromagnetic particle-in-cell-code for simulating laser-plasma interactions. Garching, Germany: MPQ 225, 1997. 63 p.
11. Limpouch J., Klimo O., Bína V., Kawata S. Numerical studies on the ultrashort pulse K α emission sources based on femtosecond laser-target interactions // *Laser and Particle Beams*. 2004. Vol. 22. P. 147–156.
12. Kostenko O. F., Andreev N. E. On the enhancement of characteristic X-ray emission from a target covered with spherical clusters irradiated by a femtosecond laser pulse // *Phys. Scripta*. 2010. Vol. 81. 055505.
13. Fiori C. E., Swyt C. R. The use of theoretically generated spectra to estimate detectability limits and concentration variance in energy-disperse X-ray microanalysis // *Microbeam analysis*. San-Francisco Press, 1989. P. 236–238.
14. Duncumb P., Barkhire I. R., Statham P. J. Improved X-ray spectrum simulation for electron probe microanalysis // *Microsc. Microanal.* 2001. Vol. 7. P. 341–355.
15. Gawin R., Lifshin E., Demers H., Horny P., Campbell H. Win X-ray: A new Monte Carlo program that computes X-ray spectra obtained with a scanning electron microscope // *Microsc. Microanal.* 2006. Vol. 12. P. 49–64.
16. Salvat F., Fernández-Varea J. M., Sempau J. PENELOPE — A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport (Issy-les-Moulineaux: OECD/NEA Data Bank). 2006. URL: <http://www.nea.fr/lists/penelope.html> (дата обращения: 12.12.2016).
17. Лебедь В. И. Моделирование методом Монте-Карло процессов взаимодействия пучка электронов с твёрдым телом и возбуждения рентгеновского излучения. М., 2004.
18. Kostenko O. F., Andreev N. E. Simulation of the generation of the characteristic X-ray emission // *Quantum Electronics*. 2013. Vol. 43, N 3. P. 237–241.
19. NIST. Other Monte Carlo models. URL: <http://www.csl.nist.gov/div837/837.02/epq/Other-MC.html> (дата обращения: 12.12.2016).
20. Reich C. Optimization of femtosecond laser plasma K α sources. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2003.
21. Масловская А. Г., Илика С. Н., Сивунов А. В. Моделирование электронных траекторий в твёрдых телах методом Монте-Карло // *Вестн. АМГУ*. 2010. № 51. С. 53–58.
22. Newbury D. E., Myklebust R. L. A Monte Carlo electron trajectory simulation for analytical electron microscopy. San Francisco Press, 1981. 8 p.
23. Berger M. J., Seltzer S. M. Tables of energy losses and ranges of heavy charged particles // *Nucl. Sci. Series Rep.* 1964. Vol. 39. P. 205–268.
24. Krause M. O. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1979. Vol. 8, N 2. P. 307–327.
25. Salem S. I., Panossian S. L., Krause R. A. Experimental K and L relative X-ray emission rates // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1974. Vol. 14. P. 91–109.

26. Casnati E. et al. An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons // J. Phys. (B). 1982. Vol. 15. P. 155–167.
27. Gryzinski M. Classical theory of atomic collision I: The theory of inelastic collisions // Phys. Rev. (A). 1965. Vol. 138. P. 336–358.
28. Andreev A. A., Platonov K. Yu. K α radiation of foil under interaction with laser pulse of relativistic intensity // Optics and Spectroscopy. 2011. Vol. 110, N 1. P. 20–23.

References

1. Zhavoronkov N., Gritsai Y., Bargheer M., Woerner M., Elsaesser T. Generation of ultrashort K α radiation from quasipoint interaction area of femtosecond pulses with thin foils. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, vol. 86, 244107.
2. Hou B., Nees J. A., Theobald W., Mourou G., Chen L. M., Kieffer J.-C., Krol A., Chamberlain C. C. Dependence of hard x-ray yield on laser pulse parameters in the wavelength-cubed regime. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, vol. 84, pp. 2259.
3. Allen M. P., Tildesley D. J. *Computer simulation of liquids*. Oxford, Clarendon Press, 1987. 385 p.
4. Frenkel D., Smit B. *Understanding molecular simulation: From algorithms to application*: 2nd ed. San Diego, Acad. Press, 2001. 638 p.
5. Sawada H. et. al. Investigation of fast-electron-induced K α X-rays in laser-produced blow-off plasma. *Phys. Rev. (E)*, 2014, vol. 89, 033105.
6. MacFarlane J. J., Golovkin I. E., Woodruff P. R. HELIOS-CR — A 1-D radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling. *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2006, vol. 99, iss. 1–3, pp. 381–397.
7. Chung H.-K., Chen M., Morgan W. L., Ralchenko Y., Lee R. W. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 2005, vol. 1, iss. 1, pp. 3–12.
8. Nakano H., Andreev A. A., Limpouch J. Femtosecond X-ray line emission from multilayer targets irradiated by short laser pulses. *Appl. Phys. (B)*, 2004, vol. 79, pp. 469–476.
9. Christiansen J. P., Ashby D. E. T. F., Roberts K. V. MEDUSA — a one-dimensional laser fusion code. *Computer Phys. Commun.*, 1974, vol. 7, no 5, pp. 271–287.
10. Lichters R., Pfund R. E. W., Meyer-ter-Vehn J. *LPIC11: A parallel one-dimensional relativistic electromagnetic particle-in-cell-code for simulating laser-plasma interactions*. Garching, Germany, MPQ 225, 1997. 63 p.
11. Limpouch J., Klimo O., Bína V., Kawata S. Numerical studies on the ultrashort pulse K α emission sources based on femtosecond laser-target interactions. *Laser and Particle Beams*, 2004, vol. 22, pp. 147–156.
12. Kostenko O. F., Andreev N. E. On the enhancement of characteristic X-ray emission from a target covered with spherical clusters irradiated by a femtosecond laser pulse. *Phys. Scripta*, 2010, vol. 81, 055505.
13. Fiori C. E., Swyt C. R. The use of theoretically generated spectra to estimate detectability limits and concentration variance in energy-disperse X-ray microanalysis. *Microbeam analysis*. San-Francisco Press, 1989, pp. 236–238.
14. Duncumb P., Barkhire I. R., Statham P. J. Improved X-ray spectrum simulation for electron probe microanalysis. *Microsc. Microanal.*, 2001, vol. 7, pp. 341–355.
15. Gauvin R., Lifshin E., Demers H., Horny P., Campbell H. Win X-ray: A new Monte Carlo program that computes X-ray spectra obtained with a scanning electron microscope. *Microsc. Microanal.*, 2006, vol. 12, pp. 49–64.
16. Salvat F., Fernández-Varea J. M., Sempau J. PENELOPE — A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport (Issy-les-Moulineaux: OECD/NEA Data Bank). 2006. Available at: <http://www.nea.fr/lists/penelope.html> (accessed: 12.12.2016).
17. Lebed' V. I. *Modelirovanie metodom Monte-Karlo protsessov vzaimodeistviia puchka elektronov s tverdyim telom i vzbuzhdeniia rentgenovskogo izlucheniia* [Monte Carlo simulation of the processes of interaction of an electron beam with a solid body and excitation of X-ray radiation]. Moscow, 2004. (In Russian)
18. Kostenko O. F., Andreev N. E. Simulation of the generation of the characteristic X-ray emission. *Quantum Electronics*, 2013, vol. 43, no 3, pp. 237–241.
19. NIST. Other Monte Carlo models. Available at: <http://www.cstl.nist.gov/div837/837.02/epq/Other-MC.html> (accessed: 12.12.2016).
20. Reich C. *Optimization of femtosecond laser plasma K α sources*. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2003.
21. Maslovskaja A. G., Ilika S. N., Sivunov A. V. Modelirovanie elektronnykh traektorii v tverdykh telakh metodom Monte-Karlo [Simulation of electron trajectories in solids by the Monte Carlo method]. *Vestn. AMGU*, 2010, no 51, pp. 53–58. (In Russian)

22. Newbury D. E., Myklebust R. L. *A Monte Carlo electron trajectory simulation for analytical electron microscopy*. San Francisco Press, 1981. 8 p.
23. Berger M. J., Seltzer S. M. Tables of energy losses and ranges of heavy charged particles. *Nucl. Sci. Series Rep.*, 1964, vol. 39, pp. 205–268.
24. Krause M. O. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1979, vol. 8, no 2, pp. 307–327.
25. Salem S. I., Panossian S. L., Krause R. A. Experimental K and L relative X-ray emission rates. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1974, vol. 14, pp. 91–109.
26. Casnati E. et al. An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons. *J. Phys. (B)*, 1982, vol. 15, pp. 155–167.
27. Gryzinski M. Classical theory of atomic collision I: The theory of inelastic collisions. *Phys. Rev. (A)*, 1965, vol. 138, pp. 336–358.
28. Andreev A. A., Platonov K. Yu. Ka radiation of foil under interaction with laser pulse of relativistic intensity. *Optics and Spectroscopy*, 2011, vol. 110, no 1, pp. 20–23.

Статья поступила в редакцию 3 ноября 2016 г.

Контактная информация

Седов Максим Владимирович — аспирант; e-mail: m.sedov@spbu.ru

Платонов Константин Юрьевич — кандидат физико-математических наук, доцент;
e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Андреев Александр Алексеевич — доктор физико-математических наук, профессор;
e-mail: alexanderandreev72@yahoo.com

Sedov Maksim V. — post-graduate student; e-mail: m.sedov@spbu.ru

Platonov Konstantin Yu. — PhD, Associate Professor; e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Andreev Alexander A. — Doctor of Physics and Mathematics, Professor;
e-mail: alexanderandreev72@yahoo.com